ÜBER DIE ELEKTROMOTORISCHEN KRÄFTE WELCHE DURCH DEN MAGNETISMUS IN VON EINEM WÄRMESTROME DURCHFLOSSENEN METALLPLATTEN GEWECKT WERDEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

VERFASST UND EINER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

KÖNIGL. JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT ZU WÜRZBURG

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VORGELEGT VON

WALTHER NERNST
AUS GRAUDENZ.

MIT EINER FIGURENTAFEL.

LEIPZIG,
DRUCK VON METZGER & WITTIG.
1887.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549819_0210

1. Einleitung.

Die kürzlich von Hrn. Prof. v. Ettingshausen und mir gelegentlich einer Experimentaluntersuchung über das Hall'sche Phänomen, bei welcher ich die Ehre hatte, Mitarbeiter meines hochverehrten Lehrers sein zu dürfen, beobachteten neuen und von uns mit dem Namen „thermomagnetischen" belegten electromotorischen Kräfte[1]) treten in magnetisirten Metallplatten auf, wenn dieselben von einem Wärmestrom durchflossen werden, und zwar sowohl senkrecht zur Richtung, als auch in Richtung des Wärmegefälles.

Wir fanden also, dass in einer Metallplatte, welche sich senkrecht zu den Kraftlinien eines magnetischen Feldes befindet, einerseits zwei isotherme, andererseits zwei auf derselben Wärmestromlinie gelegene Punkte eine Potentialdifferenz aufweisen, und zwar von wesentlich verschiedener Natur. Die erstere — der „Transversaleffect" — ist angenähert der Intensität des Feldes proportional und commutirt sich mit der Richtung desselben; die zweite — der „Longitudinaleffect" — ist von der Richtung des Feldes unabhängig und wächst angenähert mit dem Quadrate der Feldstärke. Jene hängt wesentlich ab von den Dimensionen der Platte und dem Wärmegefälle, letztere ist von der Gestalt der Platte unabhängig und nur bedingt durch die Temperatur der Electroden. Den Transversaleffect wiesen wir mit Sicherheit in Wismuth, Antimon, Nickel, Cobalt und Eisen nach, und zwar trat er bei Eisen in dem Sinne auf, dass man von der

1) v. Ettingshausen u. Nernst, Wien. Anz. 16. Mai 1886. Nr. 13. Wied. Ann. 29. p. 343. 1886. Zeitschrift für Electrotechnik 1886. p. 549.

Richtung des Wärmegefälles zur Richtung des Potentialgefälles in der Platte durch eine Drehung um 90^0 im Sinne der das Magnetfeld ersetzenden Ströme gelangte. Bei den anderen vier Metallen war seine Richtung die entgegengesetzte. Den longitudinalen Effect zeigte nur Wismuth, und zwar trat er bei verschiedenen Wismuthsorten bald im Sinne, bald entgegengesetzt der Richtung des Wärmeflusses auf. Beide Effecte sind von der Natur der Electrodendrähte unabhängig und treten momentan mit Erregung des Feldes auf.

In Folgendem mögen die Untersuchungen beschrieben werden, welche ich in weiterer Verfolgung dieses Gegenstandes im physikalischen Laboratorium der Universität Würzburg ausführte, wozu Hr. Prof. F. Kohlrausch mir gütigst Gelegenheit gab. Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer für alle mir zu Theil gewordene Unterstützung meinen tiefsten Dank auszusprechen.

2. Beschreibung der Apparate.

Von bei dieser Untersuchung in Anwendung gekommenen Apparaten erwähne ich den Electromagnet, welcher nach Ruhmkorff mit vertauschbaren Polen und verschiebbaren Polkernen eingerichtet war. Der Widerstand der beiden aus 0,3 cm dickem Kupferdrahte gewickelten Rollen betrug hintereinander geschaltet 1,17 S.-E.; den Strom lieferten 1 — 10 grosse Bunsen'sche Elemente; in der Leitung des magnetisirenden Stromes befand sich ausserdem eine electromagnetische Stromwage nach Hrn. Prof. F. Kohlrausch und ein für starke Ströme eingerichteter Rheostat, durch welchen die Feldstärken rasch hintereinander variirt werden konnten. Als Pole kamen zur Verwendung zwei Paar cylindrische (Höhe und Durchmesser 1,4, 6,5 und 1,2, 3,5 cm) und ein Paar conisch zulaufende, oben abgeplattete Spitzpole (Höhe 4,6, Durchmesser der Endflächen 1,2 cm). Bezogen auf gleichen Abstand der Polflächen (055 cm), und gleiche Intensität des magnetisirenden Stromes (0,22 C.-G.-S.) erhielt ich als Werthe der Feldintensität zwischen den Polflächen:

Grosse Flachpole . . . . 4030[1]),
Kleine Flachpole 4490,
Abgeplattete Spitzpole . . 4950.

Diese Feldstärken wurden in bekannter Weise vermittelst der Inductionswirkung auf einen für diesen Zweck genügend kleinen kreisförmigen Inductor (1 cm Durchmesser) bestimmt. Wie man hieraus sieht, verliert man nicht sehr an Feldintensität, wenn man die Polflächen grösser nimmt, und hat dafür den bei Untersuchungen, wie die vorliegende, nicht zu unterschätzenden Vortheil eines ausgedehnteren Feldes, in welchem die Intensität weniger variirt, als bei Polen von kleinerem Durchmesser. Zwischen den grossen Polen war bis nahe zum Rande hin das Feld als merklich homogen anzusehen. So wurden mit dem oben erwähnten Inductor bei einem Abstande der Polflächen von 1 cm an drei sehr verschiedenen Punkten des Feldes folgende Werthe der Intensität (in Scalentheilen) gewonnen: 134,6, 134,7, 134,4. Nur am Rande ist die Intensität in der Nähe der beiden Polflächen etwas grösser als zwischen ihnen, doch so, dass auch am Rande der mittlere Werth der Feldintensität demjenigen in der Mitte sehr nahe kommt.

Das Feld wurde durch die Inductionswirkung gemessen. Wenn auch in der neueren Zeit mehrfach andere Methoden vorgeschlagen und auch in Anwendung gekommen sind[2]), so scheinen sie doch der vorstehenden an Einfachheit und Sicherheit nachzustehen. Es wurde also der durch Herausbewegen eines kleinen Inductors aus dem Felde erhaltene Inductionsstoss mit demjenigen verglichen, welchen ein Magnet von bekanntem Moment in der gleichen Leitung beim Herausziehen aus einer langen Spule mit gemessenen Dimensionen lieferte.[3])

Beobachtet wurde der Stoss an einem Sauerwald'schen

1) Diese und alle folgenden Zahlenangaben beziehen sich, wo nichts anderes bemerkt ist, auf C.-G.-S.

2) Quincke, Wied. Ann. **24.** p. 411. 1885; Kundt, ibid. **27.** p. 194. 1886; Righi, Exner's Rep. **20.** p. 852. 1884.

3) Vgl. F. Kohlrausch, Leitf. d. prakt. Physik. 6. Aufl. p. 277.

Galvanometer. Dieses besitzt ein astatisches Nadelpaar und zwei längliche, die untere Nadel dicht umschliessende Multiplicatorrollen, deren Widerstand zusammen etwas über 1 S.-E. beträgt. Dasselbe zeichnet sich durch grosse Empfindlichkeit aus, hat aber den Nachtheil einer ungewöhnlich grossen Inconstanz der Multiplicatorfunction, und zwar war die Abweichung in dem Sinne, dass die Ausschläge schneller wuchsen, als die Stromstärke. Es erklärt sich dies daraus, dass die Drahtwindungen der beiden Rollen 1 cm Abstand voneinander haben, dass also die dazwischen aufgehängten Nadeln schon bei kleinen Ausweichungen in eine zur Kraftwirkung der Windungen günstigere Lage hineinkommen. Diesem Uebelstande begegnete ich dadurch, dass ich für jede Nadel ein unter etwa 45° gekreuztes Paar von Nadeln einsetzte; indem so die Pole der beiden unteren Nadeln sich innerhalb der Rollen, also in einem viel mehr homogenem Felde befanden, erwies sich fast über die ganze Scala eine genügende Proportionalität, ohne dass an Empfindlichkeit verloren wurde. Ausserdem hat man bei dieser Einrichtung den Vortheil, dass man in der Veränderung des Winkels, welchen die beiden oberen oder unteren Nadeln miteinander bilden, ein sehr feines Mittel besitzt, das System leicht beliebig nahe astatisch zu machen.

Der Reductionsfactor betrug gewöhnlich ungefähr $^1/_{60000}$; die electromotorische Kraft 1 $cm^{3/2}\ g^{1/2}\ sec^{-2}$ gab in der Galvanometerleitung beim Commutiren einen Stellungsunterschied von $^1/_2$ Scalentheilen. Die Schwingungsdauer betrug etwa 8 Secunden.

Das Galvanometer diente sowohl zur Beobachtung der Inductionsstösse bei der Feldbestimmung, als auch zur Messung der stationären thermomagnetischen Ströme.

Da dasselbe sich in einer Entfernung von nur 6 m von dem Electromagnet befand, so war es nöthig, letzteren mit seiner Axe vertical aufzustellen, um die directe Fernwirkung auf die Galvanometernadeln möglichst klein zu machen. Durch einen Richtmagnet wurden diese überdies in diejenige Lage gebracht, wo die Fernwirkung ein Minimum war. Ich erreichte so, dass dieselbe selbst bei starken Feldern nur

wenige Scalentheile betrug und kaum je wirklich störte. Auch überzeugte ich mich, dass der Reductionsfactor durch Erregung des Magnets nicht geändert wurde.

3. Methode, den Transversaleffect zu messen.

Die Messung des Transversaleffectes geschah in der Weise, dass die Stellungsunterschiede Δ der Galvanometernadeln bei Commutirung des magnetisirenden Stromes, und zwar um die directe Fernwirkung des Magnets zu eliminiren, bei beiden Lagen der vor dem Galvanometer befindlichen Wippe beobachtet wurden. Da die beiden an zwei gegenüberliegenden Punkten des Plattenrandes angelötheten Electroden, welche durch dünne Kupferdrähte gebildet waren, gewöhnlich nicht genau auf einer Isotherme lagen, so war es nöthig, die vor Erregung des Feldes vorhandene thermoelectrische Potentialdifferenz zu compensiren. Es geschah dies analog der Poggendorff'schen Compensationsmethode mittels eines Daniell'schen Elementes, dessen durch Widerstände passend regulirter Strom zu zwei Punkten der Galvanometerleitung geführt wurde, welche durch einen kleinen Widerstand n — entnommen dem stets in der Galvanometerleitung befindlichen Rheostaten — voneinander getrennt waren. (Fig. 1).

Die gleiche Leitung diente dazu, um die electromotorische Kraft der thermomagnetischen Ströme im absoluten Maasse zu bestimmen, indem das Daniellelement durch ein Clark'sches ersetzt und nach jeder Messung von Δ der Stellungsunterschied S bei Umlegung einer vor dem Clarkelement befindlichen Wippe beobachtet wurde. Bezeichnet W den Widerstand dieser Leitung (gewöhnlich = 16000 S.-E. plus innerer Widerstand des Clarkelementes plus n), so hat man für die electromotorische Kraft q des Transversaleffectes:

$$q = \frac{\Delta}{S} \cdot \frac{n}{W} \cdot E,$$

wo E, die electromotorische Kraft des Clarkelementes, nach den übereinstimmenden Messungen von Lord Rayleigh und v. Ettingshausen $= 1{,}433 \times 10^8$, gesetzt wurde.

Als Vorrichtung, um einen stationären Wärmestrom zu erzeugen, habe ich nach vielen Versuchen folgende als die geeignetste befunden: die zu untersuchende Platte wurde an ihren beiden Enden ihrer ganzen Breite nach an zwei Kupferröhren gut verlöthet, welche einen Durchmesser von etwa 0,6 cm hatten und durch welche Wasserdampf und Wasser von geeigneter Temperatur in kräftigem Strome hindurchströmte (Fig. 1). Das Dimensionenverhältniss wählt man etwa so, dass Breite zur Länge im Verhältniss 1 : 2 stehen; kürzer darf man die Platten nicht gut nehmen, weil sich sonst ein bedeutender Bruchtheil des Transversaleffectes längs der gutleitenden Kupferröhren ausgleichen und man so für q zu kleine Werthe erhalten würde. Man wird die Platte nicht zu dick nehmen, anderenfalls würden, besonders bei gut leitenden Metallen, die Enden der Platte nicht die Temperatur des die Kupferröhren durchströmenden Wassers, resp. Dampfes annehmen, aber auch nicht zu dünn, damit nicht die Wärmemenge, welche die Platte nach aussen hin abgibt, gegen die durch Leitung hindurchfliessende beträchtlich, und so das Wärmegefälle in der Platte ein ungleichmässiges wird. Um letzteres möglichst zu vermeiden, umgab ich ausserdem die ganze Platte mit Siegellack, wodurch zugleich die Seitenelectroden vor störendem Luftzug geschützt wurden.[1])

Natürlich dürfen die beiden Kupferröhren nicht, etwa durch die Pole des Electromagnets, miteinander in leitender Verbindung sein, weil anderenfalls ein Thermostrom die Platte durchfliessen würde. Der auf diesen ausgeübte Halleffect könnte zuweilen die Werthe von q merklich fehlerhaft machen. Bei dieser Einrichtung erhielt ich ziemlich regelmässige Einstellungen der Galvanometernadeln. Zum Beweise seien folgende Ablesungen angeführt, welche ich mit einer Wismuthplatte erhielt:

A	B	A	B	A
390,	620,	392,	625,	396.

A und B bedeuten die beiden Lagen des vor dem Electromagnet befindlichen Commutators.

1) Vgl. Anhang. p. 30.

Um die Abhängigkeit des transversalen Effectes von der Stärke des Magnetfeldes bei höheren Scheidekräften zu beobachten, war obige Einrichtung weniger geeignet, weil sie nicht gestattete, die Polflächen einander so zu nähern, wie es zur Erzeugung starker Felder nöthig ist. Da es aber hierbei auf die Regelmässigkeit des Wärmeflusses nicht so ankommt, wurde die Heizung einfach in der Weise bewerkstelligt, dass die mit Papier umwickelte Platte mit ihrem einen Ende von einem Kupferbleche, welches durch einen Bunsenbrenner erhitzt wurde, den Wärmestrom empfing. Die hierbei nicht zu vermeidenden Schwankungen des letzteren mussten durch eine passende Abwechselung bei der Beobachtung eliminirt werden.

4. Allgemeines über den Transversaleffect.

Was zunächst die Abhängigkeit des Transversaleffectes von den Dimensionen der Platte anbetrifft, so habe ich durch vielfache Versuche das hierüber schon in der ersten Notiz über diesen Gegenstand Angeführte bestätigen können, dass er unter sonst gleichen Umständen der Breite der Platte proportional, von der Dicke derselben aber unabhängig ist, vorausgesetzt natürlich, dass die Platte von einem gleichmässigen Wärmestrome durchflossen wird.

In Betreff der Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfeldes, wofür weiter unten die Zahlenangaben folgen, ergab sich, dass die einzelnen Metalle sich hierin sehr verschieden verhalten, dass jedoch bei allen, aber nur in erster Annäherung und nur innerhalb gewisser Grenzen der Transversaleffect der Feldstärke proportional gesetzt werden darf.

Das Temperaturgefälle in der Platte lässt sich auf zweierlei Art variiren. Man kann erstens die Länge der Platte verändern und dabei die beiden Enden auf den gleichen Temperaturen erhalten; zweitens kann man bei unveränderter Länge der Platte die Temperaturen die beiden Enden variiren. Im ersten Falle ändert man nur das Gefälle, im zweiten auch die mittlere Temperatur der Platte.

Es möge hier eine Beobachtungsreihe Platz finden, wo hintereinander bei einer Nickelplatte, und zwar bei drei ver-

schiedenen Längen λ die Grösse q bestimmt wurde. Die Enden wurden in allen drei Fällen auf der gleichen Temperatur erhalten, indem jedesmal durch die angelötheten Kupferröhren Wasserdampf und Wasser von Zimmertemperatur geschickt wurde. Dass diese Bedingung wirklich erfüllt war, davon überzeugte ich mich noch, indem ich jedesmal die thermoelectrische Potentialdifferenz der beiden Kupferröhren bestimmte. Die Breite der Platte war $\beta = 1{,}08$, die Dicke $\delta = 0{,}055$. Bezogen auf gleiches Feld ($H = 852$) ergab sich für:

$\lambda = 2{,}95$	$q = 216$	$\lambda . q = 637{,}2$
2,03	301	611,0
1,07	530	567,1.

Die Abnahme von $\lambda . q$ hat wahrscheinlich darin ihren Grund, dass bei kleinerem λ sich ein Theil des Effectes an den Kupferröhren ausgleicht, ganz analog wie es bei zu kurzen Hallplatten der Fall ist.[1])

Uebereinstimmend war das mit einer ganz ebenso hergerichteten Wismuthplatte erhaltene Resultat; es wurde hier der transversale Effect bei zwei verschiedenen Temperaturdifferenzen (12,6—0,6° und 99,5—12,5°) gemessen. Es war das ursprüngliche $\lambda = 1{,}80$, $\beta = 1{,}30$, $\delta = 0{,}30$ bezogen auf $H = 1007$ ergab sich:

	$t_2 - t_1 = 12{,}0°$		$t_2 - t_1 = 87{,}0°$	
$\lambda = 1{,}80$	$q = 835$	$q . \lambda = 1503$	$q = 2666$	$q . \lambda = 4800$
1,40	1002	1403	2877	4028
1,05	1389	1458	4162	4370

Auch hier ist $q . \lambda$ in beiden Fällen angenähert constant.

Der transversale Effect darf also unter sonst gleichen Umständen bei gleicher mittlerer Temperatur des Wärmegefälles der Grösse der letzteren nahe proportional gesetzt werden.

Ausserdem aber hängt er von der mittleren Temperatur ab, wie gleichfalls aus obiger Tabelle hervorgeht. Während das Verhältniss der beiden Temperaturdifferenzen 7,25 ist,

1) v. Ettingshausen u. Nernst, Wien. Ber. 94. p. 564. 1886. Exner's Rep. 23. p. 97. 1887.

stehen bei den drei verschiedenen Längen der Platten die Effecte im Verhältniss 3,19, 2,87, 3,01. Aehnliche, wenn auch weit weniger bedeutende Abweichungen, zeigen auch die übrigen Metalle, doch meistens im entgegengesetzten Sinne.

Wenn wir uns also einen Metallstreifen von der sehr kleinen Länge $d\lambda$ und der Breite β denken, dessen eines Ende die Temperatur t, dessen anderes diejenige $t + dt$ besitzt, so ist die im Magnetfelde H zwischen den beiden Breitseiten auftretende electromotorische Kraft:

$$q = Q_t \cdot \beta H \frac{dt}{d\lambda}.$$

Q_t gibt uns ein Maass für das „thermomagnetische Drehungsvermögen" einer Substanz bei der Temperatur t. Allerdings ist Q_t auch von H nicht ganz unabhängig, weil eben die Proportionalität zwischen q und H in vielen Fällen nur annähernd erfüllt ist. Gleichwohl wird man, wie ich glaube, die Einführung des specifischen „thermomagnetischen Drehungsvermögens" Q, definirt durch obige Gleichung, im Interesse der besseren Uebersicht gerechtfertigt finden. Da dasselbe sich bei den meisten Metallen mit t nur wenig ändert, so werden wir es als lineare Function in der Form $Q_0(1 + \alpha_0 t)$ darstellen.

In einer Platte von endlicher Länge, welche ein gleichmässiger Wärmestrom durchfliesst, wird die Potentialdifferenz zwischen zwei am Rande einander gegenüberliegenden Punkten je nach der Lage derselben verschieden sein, weil eben infolge der Veränderlichkeit des thermomagnetischen Drehungsvermögens mit der Temperatur die transversalen electromotorischen Kräfte in der ganzen Länge der Platte variiren. Wenn man aber diejenige Potentialdifferenz, welche zwischen zwei in der Mitte der Platte am Rande einander gegenüberliegenden Punkten vorhanden ist, bestimmt, so wird dieselbe nahe das arithmetische Mittel aus sämmtlichen sein, d. h. also dem Werthe $Q\left(1 + \frac{1}{2}\alpha_0(t_1 + t_2)\right)$ entsprechen. Indem nun der transversale Effect q' und q'' zwischen den bezeichneten Punkten bei den zwei Temperaturdifferenzen $t_2 - t_1$ und $t_3 - t_2$ (es wurde dazu gewöhnlich 100—13° und 13—0° gewählt) gemessen wurde, so konnte aus den Gleichungen:

$$Q_0\left(1+\alpha_0\frac{t_1+t_2}{2}\right)=q'\cdot\frac{\lambda}{H\beta(t_2-t_1)},$$

$$Q_0\left(1+\alpha_0\frac{t_2+t_3}{2}\right)=q''\frac{\lambda}{H\beta(t_3-t_2)}$$

Q_0 und α_0 gefunden werden.

Auch wird, wie sich aus einer gleichen Betrachtung ergibt, durch eine kleine Abweichung von der Bedingung, dass das Wärmegefälle ein gleichmässiges sei, das Resultat kaum merklich beeinflusst werden.

5. Der Transversaleffect bei den einzelnen Metallen.

Es mögen die Ergebnisse der mit verschiedenen Metallen angestellten Messungen folgen. Im Folgenden soll unter Q dasjenige Drehungsvermögen verstanden werden, welches ein Metall bei 57° besitzt, weil gerade dieser Werth bei allen Metallen direct bestimmt ist. Bei der Temperatur t ist dann dasselbe natürlich $Q(1+(t-57^0)\alpha)$.

Antimon. Bei diesem Metalle zeigt sich der Effect besonders regelmässig; er ist ziemlich genau sowohl der Stärke des Feldes, als auch dem Temperaturgefälle proportional, d. h. Q ist von H und t ziemlich unabhängig.

So ergab sich bei schwächeren Feldern:

q	H	q/H
101,4	355	0,2856
465	1695	0,2743

und mit einer zweiten Platte bei höheren Scheidekräften:

q	H	q/H
35,3	2016	0,1751
69,8	4110	0,1699
123,0	7170	0,1716

Die Absolutwerthe von Q bestimmte ich bei einer Platte mit den Dimensionen:

$$\lambda=2{,}15,\quad \beta=3{,}01,\quad \delta=0{,}31$$

in der Weise, dass ich der zwischen zwei Holzbrettchen eingeklemmten Platte auf der einen Seite durch ein breites Kupferblech Wärme zuführte und sie auf der anderen durch ein plattgedrücktes Kupferrohr, durch welches Wasser floss, abkühlte: sie war sowohl von der Heiz- wie Kühlvorrichtung durch eine isolirende Papierschicht getrennt. Die Bestimmung des Wärmegefälles geschah mittelst dünner, an den Enden

angelötheter Kupferdrähte auf thermoelectrischem Wege; durch besondere Versuche wurde an der gleichen Platte die Abhängigkeit der thermoelectromotorischen Kraft Sb—Cu von der Temperaturdifferenz der Löthstellen bestimmt. Als Mittel dreier ziemlich gut miteinander stimmenden Werthe ergab sich für $H = 1670$:

$$Q = 0{,}00801.$$

Bei einer zweiten Platte ($\lambda = 5{,}75$, $\beta = 2{,}13$, $\delta = 0{,}45$) wurde das Wärmegefälle in der oben angegebenen Weise mittelst angelötheter Kupferröhren hergestellt. Es war für $H = 1020$:

$$Q = 0{,}00870, \qquad \alpha = -\,0{,}00163.$$

Die Uebereinstimmung von Q ist in Anbetracht, dass die Messungen mit Platten sehr verschiedener Dimensionen und nach verschiedenen Methoden angestellt sind, immerhin ganz befriedigend; jedenfalls besitzt die zweite Bestimmungsweise den Vorzug grösserer Einfachheit und Sicherheit; es sind daher alle weiteren unten angeführten absoluten Bestimmungen nach letzterer ausgeführt.

Das Material zu den beiden Platten wurde mir von Hrn. Prof. Kohlrausch gütigst überlassen, es war jedenfalls sehr rein; mit einer dritten Platte, von welcher das Material aus dem chemischen Institute der Universität Graz stammte, ergab sich:

$$\lambda = 1{,}85, \qquad \beta = 1{,}28, \qquad \delta = 0{,}19.$$

$H =$	$Q =$
912	0,009 29
2250	0,008 90.

Nickel. Die Platten waren aus chemisch reinem Anodenblech hergestellt, wie es zur galvanischen Vernickelung gebraucht wird. Bei diesem Metalle ist die thermomagnetische Potentialdifferenz nur bei schwachen Feldern H proportional, bei starken nähert sie sich bald einer Grenze:

$q =$	$H =$	$q/H =$
196	242	0,810
685	821	835
1050	2420	432
1140	5520	216
1180	9530	124.

Für die Absolutwerthe erhielt ich bei zwei Platten:

Nr. I. $\lambda = 2{,}12$, $\beta = 1{,}13$, $\delta = 0{,}12$.

$H = 361$	$Q = 0{,}00913$	$\alpha = + 0{,}00402$
843	932	

Nr. II. $\lambda = 2{,}95$, $\beta = 1{,}08$, $\delta = 0{,}055$.

$H = 832$ $Q = 0{,}00801$.

Cobalt. Das Material stammte aus dem Nickelwalzwerk in Schwerte (Westphalen).

Nr. I. $\lambda = 1{,}56$, $\beta = 1{,}31$, $\delta = 0{,}035$.

$H = 1158$	$Q = 0{,}001342$	
1885	1935	$\alpha = + 0{,}00839$.
4100	1915	

Wie man aus dem Anwachsen von Q sieht, steigt beim Cobalt der Effect anfänglich bedeutend schneller als die Feldintensität. Die Absolutwerthe von Q sind wegen des ungünstigen Verhältnisses von $\beta : \lambda$ wohl zu klein:

Nr. II. $\lambda = 1{,}79$, $\beta = 1{,}15$, $\delta = 0{,}055$.

$H = 2105$ $Q = 0{,}00254$.

Eisen und Stahl. Eine aus Schmiedeeisen hergestellte Platte:

$\lambda = 1{,}90$, $\beta = 1{,}25$. $\delta = 0{,}085$

lieferte die Absolutwerthe:

$H = 626$	$Q = 0{,}00162$
1620	0,00150.

Bei stärkeren Feldern scheint sich der Effect einer Grenze zu nähern; so erhielt ich bei einer zweiten Platte:

$q = 42{,}6$	$H = 3730$	$q/H = 0{,}0114$
46,8	4990	0,00940
57,9	8220	0,00705.

Mit zwei aus Uhrfederblech hergestellten Stahlplatten ergaben sich:

Nr. I. $\lambda = 1{,}09$, $\beta = 1{,}03$, $\delta = 0{,}035$.

$H = 880$	$Q = 0{,}000627$	$\alpha = + 0{,}00400$
2960	702	

Nr. II. $\lambda = 1{,}80$, $\beta = 1{,}05$, $\delta = 0{,}030$.

$H = 1610$ $Q = 0{,}000711$.

Wismuth. Der transversale Effect zeigt sich bei diesem Metalle bei weitem am stärksten; so erhält man schon deut-

liche Wirkungen, wenn man einer von einem kräftigen Wärmestrom durchflossenen Platte einen kleinen Magnet nähert. Selbst bei schwachen Scheidekräften scheint die transversale Potentialdifferenz der Feldintensität nicht genau proportional zu gehen:

$q = 1710$	$H = 216$	$q/H = 7{,}92$
2730	352	7,76
6080	797	7,62.

Bei stärkeren Feldern erhielt ich mit einer anderen Platte:

$q = 5450$	$H = 1275$	$q/H = 4{,}275$
20110	6180	3,254
27400	9900	2,768.

Die Absolutwerthe habe ich an den drei Sorten verschiedener Herkunft und zwei Legirungen mit Zinn bestimmt. Das Material von Nr. I stammte aus dem physikalischen Institut der Universität Graz:

Nr. I. $\lambda = 1{,}25$, $\beta = 0{,}77$, $\delta = 0.31$.
$H = 797$ $Q = 0{,}1410$ $\alpha = -0{,}0194$.

Nr. II bestand aus Wismuth äusserster Reinheit, welches Hr. Oberbergrath Dr. Clemens Winkler in Freiberg hergestellt hat. Ich verdanke es der Güte des Herrn Prof. v. Ettingshausen:

$\lambda = 1{,}31$, $\beta = 0{,}85$, $\delta = 0{,}093$.

$H = 969$	$Q = 0{,}1322$	$\alpha = -0{,}0133$.
2550	0,1315	

Nr. III aus dem hiesigen physikalischen Institut:

$\lambda = 1{,}80$, $\beta = 1{,}30$, $\delta = 0{,}30$.

$H = 1007$	$Q = 0{,}0423$	$\alpha = -0{,}0301$.
1950	0,0349	

Nr. IV von gleichem Wismuth, legirt mit 1 Proc. Sn:

$\lambda = 1{,}25$, $\beta = 0{,}852$, $\delta = 0{,}34$.

$H = 892$	$Q = 0{,}197$	$\alpha = +0{,}00566$.
2250	0,186	

Nr. V von gleichem Wismuth, legirt mit 3 Proc. Sn:

$\lambda = 1{,}205$, $\beta = 0{,}86$, $\delta = 0{,}36$.

$H = 786$	$Q = 0{,}0930$	$\alpha = +0{,}00712$.
1755	0,1000	

Bei allen untersuchten Metallplatten trat der Effect in dem bereits oben angeführten Sinne auf, wie es auch in der ersten Notiz über diesen Gegenstand angegeben war.

Kohle. Neu untersucht habe ich zunächst Kohle, und zwar in zwei Exemplaren, von denen das eine aus weicher, das andere aus sehr harter Retortenkohle bestand. In beiden zeigte sich übereinstimmend ein schwacher Effect (etwa von der Grössenanordnung $Q = 0{,}0001$) in gleichem Sinne, wie bei Wismuth.

Kupfer, Zink und Silber. Auch bei Kupfer, Zink und Silber gelang es mir nach vielen vergeblichen Bemühungen, deutlich die Richtung und ungefähre Stärke des Effectes zu bestimmen. Ich erreichte es durch Anwendung starker Magnetfelder, indem ich die mit zwei Kupferröhren versehene Platte zwischen die abgeplatteten Spitzpole des Magnets brachte. Die Platte war etwas länger, als der Durchmesser der Polflächen betrug, sodass ich letztere zwischen den Kupferröhren bis auf wenige Millimeter einander nähern konnte (Fig. 2). Da die Platten bei dieser Einrichtung sich nicht in einem ganz homogenen Felde befanden, mögen die nachstehend gegebenen Zahlen nur als Näherungswerthe gelten:

Kupfer:	$\lambda = 1{,}75$	$\beta = 1{,}50$	$\delta = 0{,}035$
	$H = 13300$	$Q = 0{,}000\,090$	$\alpha = +0{,}0050$
Zink:	$\lambda = 1{,}60$	$\beta = 1{,}40$	$\delta = 0{,}045$
	$H = 13800$	$Q = 0{,}000\,054$	
Silber:	$\lambda = 1{,}45$	$\beta = 1{,}30$	$\delta = 0{,}020$
	$H = 1360$	$Q = 0{,}000\,046.$	

Der Sinn des Effectes war bei allen drei der gleiche wie bei Eisen.

Blei und Zinn. Auch Blei und Zinn untersuchte ich in der angegebenen Weise, doch war bei diesen Metallen der Effect zu schwach, um ihn ganz sicher verbürgen zu können. Er schien ebenfalls bei beiden im gleichen Sinne aufzutreten, wie bei Eisen (etwa $Q = 0{,}000\,005$ und $0{,}000\,004$).

6. Uebersicht über die Ergebnisse der Messungen.

In der folgenden Zusammenstellung ist neben Q und α auch noch das Hall'sche Drehungsvermögen R nach den von v. Ettingshausen und mir dafür gegebenen Zahlen angeführt. Ausserdem habe ich überall den Ausdruck Q/K berechnet; die Werthe für K, das thermische Leitungsvermögen, und zwar ausgedrückt in cm, sec und g Cal., sind den Tabellen von Landolt und Boernstein entnommen; für Nickel und Cobalt sind sie nach den von Matthiessen gegebenen Zahlen für das galvanische Leitungsvermögen aus dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz berechnet. Auf den Ausdruck Q/K gelangt man, wenn man in die Gleichung:

$$Q = \frac{q\lambda}{H\beta(t_2 - t_1)}$$

die Intensität des Wärmestromes W einführt, d. h. die in der Secunde den Querschnitt der Platte durchfliessenden Wärmemengen (g Cal.):

$$W = K\frac{(t_2 - t_1)\beta\delta}{\lambda}.$$

Es wird:

$$\frac{Q}{K} = \frac{q\delta}{WH}.$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit demjenigen für das Hall'sche Drehungsvermögen:

$$R = \frac{e\delta}{JH},$$

wo bekanntlich e die electromotorische Kraft des Hall'schen Transversaleffectes und J die Intensität des die Platte durchfliessenden galvanischen Stromes bedeutet, so sieht man, dass die Ausdrücke sich einander völlig entsprechen.

Q ist in der folgenden Tabelle bei den Metallen mit positivem Vorzeichen angeführt, bei welchen man von der Eintrittsstelle des Wärmestromes zu der Eintrittsstelle des derivirten Stromes durch eine Drehung im Sinne der das Magnetfeld erregenden Ströme gelangt, bei den übrigen mit negativem.

	Q	α	$\frac{Q}{K}$	R
Wismuth	−0,132	−0,0133	−7,8	− 10,1
Antimon	−0,008 87	−0,00163	−0,21	+ 0,192
Nickel	−0,008 61	+0,00402	−0,066	− 0,024
Cobalt	−0,002 24	+0,00839	−0,013	+ 0,0046
Kohle	(−0,000 1)	—	(−0,25)	− 0,18
Eisen	+0,001 56	—	+0,0096	+ 0,0113
Stahl	+0,000 706	+0,00400	+0,0071	− 0,0175
Kupfer	+0,000 090	+0,0050	+0,00013	− 0,00052
Zink	+0,000 054	—	+0,00020	+ 0,00041
Silber	+0,000 046	—	+0,00005	−0,00083
Blei	(?) +0,000 005	—	+0,00006	+0,00009
Zinn	(?) +0,000 004	—	+0,00003	−0,00004

Die Werthe Q gelten für 56—57° und natürlich für die Feldstärken, bei denen sie bestimmt sind. Für bedeutend davon verschiedene wären sie nach den oben gegebenen Tabellen zu corrigiren.

Ein Zusammenhang des thermomagnetischen Transversaleffectes mit dem magnetischen, resp. diamagnetischen Verhalten der Substanzen oder mit der von Kundt (l. c.) im Eisen, Nickel und Cobalt nachgewiesenen Drehung der Polarisationsebene des Lichtes scheint nicht stattzufinden. Gegen eine nahe Beziehung zur Thermoelectricität dürfte vor allem der Umstand sprechen, dass Zusatz von Zinn zu Wismuth, wodurch dessen thermoelectrische Eigenschaften so durchgreifend (vgl. weiter unten) verändert werden, auf Q einen verhältnissmässig geringen Einfluss ausübt. Auch einen Zusammenhang mit dem Hall'schen Phänomen möchte man von vornherein zu verneinen geneigt sein, wenn man bedenkt, dass, nach der Richtung des Effectes geordnet, die Metalle dort eine ganz andere Reihenfolge haben, wie bei dem thermomagnetischen Phänomen. Um so auffallender erscheint die Beziehung, welche man beim Vergleich der beiden letzten Columnen obiger Tabelle finden wird, und welche kaum zufällig sein dürfte.

Wie man nämlich sieht, gehen bei allen untersuchten Substanzen die Werthe für Q/K und R im grossen und

ganzen einander parallel, woraus hervorgeht, dass diejenigen Wärme- und Electricitätsmengen, welche eine Metallplatte in der Zeiteinheit durchströmend in demselben Magnetfelde eine gleiche thermomagnetische und Hall'sche transversale Potentialdifferenz hervorrufen, bei allen Substanzen in ungefähr gleichem Verhältnisse stehen.

Daraus, dass die Zahlen der beiden letzten Columnen annähernd gleich sind, ergibt sich für obiges Verhältniss etwa das einer g Cal. zur electromagnetisch gemessenen Electricitätsmenge 1 $cm^{3/2} g^{1/2}$.

Es wäre übrigens wohl möglich, dass die angeführte Beziehung weit näher erfüllt ist, als aus obigen Zahlen hervorzugehen scheint, weil ja in obenstehender Tabelle die Zahlengaben für die drei Factoren Q, K und R, Grössen, welche von Individuum zu Individuum beträchtlich variiren, Bestimmungen entnommen sind, welche mit verschiedenen Metallsorten ausgeführt wurden.

Andererseits aber muss zugegeben werden, dass das erwähnte Gesetz an innerer Unwahrscheinlichkeit leidet, weil sich für den Sinn, in welchem die transversalen Ströme bei beiden Effecten auftreten, kein erkennbarer Zusammenhang finden lässt.

Uebrigens spricht für eine Verwandtschaft zwischen den Hall'schen und den thermomagnetischen electromotorischen Kräften auch der Umstand, dass dieselben in ihrer Abhängigkeit von der Feldintensität sich bei den einzelnen Metallen ähnlich verhalten, wie man aus dem Vergleiche der oben mitgetheilten diesbezüglichen Tabellen mit den von v. Ettingshausen und mir in Betreff des Hall'schen Phänomens gegebenen ersehen kann.

7. Die Differentialgleichungen des Transversaleffectes.

Die mathematische Beschreibung unseres Phänomens hat nach dem oben Gesagten keine Schwierigkeiten mehr. Es ströme Wärme in einer ebenen (begrenzten oder unbegrenzten) Platte; an der Stelle $(x\ y)$ sei t die Temperatur, $\varkappa$ die specifische galvanische Leitungsfähigkeit, p das Potential

der anderweitigen electromotorischen Kräfte, u und v die Stromcomponenten nach x und y, H die Componente des Magnetfeldes senkrecht zur Platte, so ist:

$$u = -\varkappa \frac{\partial p}{\partial x} + \varkappa H Q \frac{\partial t}{\partial y},$$

$$v = -\varkappa \frac{\partial p}{\partial y} - \varkappa H Q \frac{\partial t}{\partial x}.$$

Unter t ist streng genommen diejenige Temperaturvertheilung zu verstehen, welche nach Erregung des Feldes vorhanden ist[1]), doch ist wohl anzunehmen, dass dieselbe durch das Zustandekommen der thermomagnetischen Ströme nicht merklich geändert wird. Ausserdem ist zu beachten, dass Q und $\varkappa$ in der Platte mit der Temperatur variiren.

Obige Differentialgleichungen sind ähnlich den von Lorentz[2]) für das Hall'sche Phänomen aufgestellten, welche kürzlich eine eingehende mathematische Behandlung durch Boltzmann[3]) und experimentelle Bestätigung durch v. Ettingshausen und mich (l. c.) und v. Ettingshausen[4]) allein gefunden haben.

Dass in der That der thermomagnetische Transversaleffect in ganz gleicher Weise zu Stande kommt, wie der Hall'sche, dafür spricht folgender Versuch: Eine Nickelplatte ($\lambda = 2{,}5$, $\beta = 2{,}7$, $\delta = 0{,}023$) war mit ihren beiden Breitseiten an zwei Kupferröhren gelöthet; parallel diesen waren drei Electroden a, b, c aufgesetzt, von denen a sich am Rande befand, b war von a 1,15, c von b 0,8 cm entfernt (Fig. 3). Vermittelst an den Kupferröhren angelötheter Drähte wurde ein galvanischer Strom durch die Platte geschickt und die Hall'sche Potentialdifferenz zwischen ab und bc beobachtet:

$$ab = 31{,}8, \qquad bc = 20{,}1, \qquad ab/bc = 1{,}582.$$

Sodann wurde durch die beiden Kupferröhren Wasser-

1) Eine Aenderung der Temperaturvertheilung muss aus zwei Gründen erfolgen; erstens wird dort, wo die Ströme entstehen, eine Wärmeabsorption und zweitens in ihrer ganzen Leitung eine Entwickelung von Joule'scher Wärme stattfinden.

2) Lorentz, Arch. néerl. **19.** p. 123. 1884.

3) Boltzmann, Wien. Ber. **94.** p. 644. 1886.

4) v. Ettingshausen, Wien. Ber. **94.** p. 808. 1886.

dampf und Wasser von Zimmertemperatur hindurchgeleitet, sodass jetzt ein Wärmestrom die Platte durchfloss; es ergab sich für die thermomagnetischen Potentialdifferenzen:

$$ab = 72{,}6, \qquad bc = 47{,}5, \qquad ab/bc = 1{,}528.$$

Wie man sieht, ist in beiden Fällen das Verhältniss der Effecte keineswegs gleich dem der Länge $ab/bc = 1{,}44$, wie es bei einer im Verhältniss zu ihrer Breite genügend langen Platte der Fall gewesen wäre. Es rührt dies daher, dass bei den obigen Dimensionen der Platte ein Theil des Effectes sich an den gutleitenden Kupferröhren ausgleicht, und zwar ist dieser Bruchtheil bei bc, wo der Ausgleich nach beiden Seiten hin erfolgen kann, grösser als bei ab, wo dies nur nach einer Seite hin möglich ist. Daraus nun, dass bei beiden Beobachtungen das Verhältniss der Effecte ein nahezu gleiches war, darf man schliessen, dass im zweiten Falle, wo die Wärmestromlinien an Stelle der galvanischen traten, auch die thermomagnetischen Ströme ebenso verliefen, wie vorher die Hall'schen.

Wenn man daher die Aenderungen von Q und K mit der Temperatur vernachlässigt, wird man einen grossen Theil der Boltzmann'schen Rechnungen bezüglich des galvanischen Transversaleffectes auf den thermischen übertragen können und so z. B. folgende Sätze erhalten:

1. Wenn man bei einer beliebig geformten ebenen Platte in zwei Punkten einen Wärmestrom ein- und ausfliessen lässt, so ist im gleichen Magnetfelde die zwischen zwei beliebigen anderen Punkten vorhandene thermomagnetische Potentialdifferenz ebenso gross, als die zwischen den beiden ersteren auftretende, wenn in den beiden letzteren der gleiche Wärmestrom ein- und ausgeleitet wird.[1])

2. Wenn in einer beliebig geformten Platte an zwei am Rande liegenden Punkten ein Wärmestrom W ein- und austritt, so ist die zwischen zwei beliebigen anderen, ebenfalls am Rande alternirend dazwischen liegenden Punkten vorhandene Potentialdifferenz[2]):

1) Boltzmann, l. c. p. 664.
2) Boltzmann, l. c. p. 666.

$$q = \frac{Q}{K} \cdot \frac{H \cdot W}{\delta}.$$

Dieser Satz gibt uns ein Mittel an die Hand, die Intensität eines Wärmestromes zu einer bestimmten Zeit zu messen, ohne dass man über seine Stromlinien etwas zu wissen braucht.

8. Der Longitudinaleffect.

Ganz verschieden, wie schon in der Einleitung auseinandergesetzt, verhält sich der longitudinale, d. h. der in Richtung der Wärmestromlinien im Magnetfelde auftretende Effect, welcher von v. Ettingshausen und mir im Wismuth nachgewiesen wurde und wohl in den anderen Metallen in deutlich messbarer Stärke nicht vorhanden ist; wenigstens habe ich mich vergeblich bemüht, ihn in Antimon, Silber, Zink, Kupfer und Neusilber aufzufinden. Derselbe hängt ausser von der Stärke des Feldes nur ab von den Temperaturen der beiden Ableitestellen; dass er von der Gestalt der Platte und der Art des Wärmeflusses unabhängig ist, zeigt folgender Versuch.

Ein aus zwei Stücken sehr verschiedener Grösse und Gestalt zusammengesetzter Wismuthstab war mit seinen Enden an zwei Kupferröhren gelöthet, welche gleichzeitig als Electroden dienten und vermittelst durchströmenden Wassers auf gleicher Temperatur erhalten wurden. Dort, wo die beiden ungleichen Stücke zusammenstiessen, lag, durch Papier isolirt, ein Kupferstab an, dessen anderes Ende kräftig erhitzt wurde, sodass im Wismuthstabe nach beiden Seiten hin wegen dessen unregelmässiger Gestalt ein sehr verschiedenartiger Wärmestrom floss.

In diesem Falle zeigte sich kein Longitudinaleffect. Bei Erregung des Feldes (H etwa 6000) gab die Nadel des Galvanometers allerdings einen Ausschlag, welcher sich aber mit dem Felde commutirte und daher einem zufällig vorhandenen Transversaleffect zuzuschreiben war.

Zur Messung verwendete ich gewöhnlich die gleichen Wismuthplatten wie oben, indem die angelötheten Kupferröhren zugleich als Electroden dienten, oder aber benutzte

zur Temperaturmessung die zwischen den Electroden (Kupferdrähten) ohne Erregung des Feldes vorhandene thermoelectrische Potentialdifferenz. Letztere wurde gewöhnlich, wie schon angegeben, compensirt, doch ist es oft nicht einmal nöthig, da die thermomagnetische bei stärkeren Feldern zuweilen ein sehr bedeutender Bruchtheil von jener ist.

Natürlich wird der Stellungsunterschied Γ der Galvanometernadel beobachtet, wenn der magnetisirende Strom offen, und wenn er geschlossen ist. Die electromotorische Kraft l des Longitudinaleffectes ergibt sich dann wie oben (p. 7):

$$l = \frac{2\,\Gamma}{S} \cdot \frac{''}{W} E.$$

Der Rückstand magnetischer Intensität, welcher nach Oeffnung des Stromes verbleibt, stört nicht, da der Effect mit jener quadratisch wächst, und so die Felder in der Nähe von Null keine merkliche Wirkung haben.

Der longitudinale Effect tritt bei verschiedenen Wismuthsorten in verschiedener Richtung auf, bald im gleichen, bald im entgegengesetzten Sinne zur Richtung des Wärmestromes, was zum Theil von fremden Beimischungen derselben abzuhängen scheint. Es erinnert dies an das Verhalten des Quarzes der Polarisationsebene des Lichtes gegenüber. Wie bekannt findet man sowohl rechts- als auch linksdrehende Quarzindividuen. Aber auch bei der gleichen Wismuthplatte konnte ich zuweilen nachweisen, dass der Effect durch Veränderung der mittleren Temperatur derselben seine Richtung wechselte, eine Erscheinung, welche auf dem Gebiete der Thermoelectricität ihr Analogon findet.

Es mögen nun die Ergebnisse der Messungen folgen, welche mit den drei oben angeführten Wismuthsorten und den beiden Zinnlegirungen ausgeführt sind; es bedeuten im Folgenden t_2 und t_1 die Temperatur der Electroden, θ die ohne Erregung des Feldes zwischen Bi — Cu vorhandene thermoelectrische Potentialdifferenz; die Grösse L, welche ein Maass des longitudinalen Effectes ist, wurde aus den angeführten Daten berechnet nach der Formel:

$$L = \pm \frac{l}{H^2 (t_2 - t_1)},$$

und zwar mit positiven Vorzeichen, wenn der Strom im Wismuth von der heisseren zur kälteren Electrode floss, mit negativen, wenn entgegengesetzt. Dieselbe ist für schwächere Scheidekräfte und kleine Temperaturdifferenzen annähernd constant.

Nr. I. $t_2 - t_1$ wurde thermoelectrisch bestimmt. Bei einer Temperaturdifferenz von $12{,}7 - 0{,}5^0$ war $\Theta = 68100$, von $99{,}5 - 12{,}5^0$ war $\Theta = 675\,000$.

H	l	L	
2826	600	+0,000 051 5	$t_2 - t_1 = 1{,}46$
6090	1860	34 0	
11490	4420 [1])	22 9	Mittl. Temp. etwa 10°
6120	17350	+0,000 016 5	$t_2 - t_1 = 28^0$
11580	50900	11 5	Mittl. Temp. etwa 30°

Bei höheren Temperaturen nahm L (bezogen auf gleiches H) noch weiter ab.

Bei allen folgenden Angaben wurde $t_2 - t_1$ in der Weise bestimmt, dass Kupferröhren als Electroden dienten; durch die eine floss Wasser von Zimmertemperatur, durch die andere Wasserdampf oder Eiswasser.

Nr. II.

H	l	L	
1001	177	+0,000 009 76	$t_2 - t_1 = 18{,}1$
2780	1515	10 83	$\Theta = 92300$
969	250	−0,000 003 10	$t_2 - t_1 = 86{,}2$
2550	1750	3 12	$\Theta = 552\,000$

l hat also mit Erhöhung der Temperatur seine Richtung gewechselt.

Nr. III.

H	l	L	
1105	946	−0,000 071 75	
2830	4556	52 67	$t_2 - t_1 = 10{,}8^0$
6390	13400	30 39	$\Theta = 84000$
1100	4360	−0,000 040 90	
2830	22940	32 51	$t_2 - t_1 = 88{,}1^0$
6360	64200	18 01	$\Theta = 620\,000$

1) Nahe die Hälfte der thermoelectrischen Potentialdifferenz.

Nr. IV.

H	l	L	
911	351	+0,000 039 90	$t_2 - t_1 = 10{,}6^0$
2380	1910	31 81	$\Theta = -22700$ [1])
892	2170	+0,000 030 87	$t_2 - t_1 = 88{,}3^0$
2250	12700	28 40	$\Theta = -41800$ [1])

Θ hatte bei etwa 60° ein Maximum.

Nr. V.

H	l	L	
786	143	+0,000 020 30	$t_2 - t_1 = 11{,}4$
1755	697	19 85	$\Theta = -40100$
788	911	+0,000 016 58	$t_2 - t_1 = 88{,}5^0$
1813	4590	15 78	$\Theta = -176\,000$

Bei Nr. III, IV und V verstärkte l den ohne Erregung des Feldes vorhandenen Thermostrom, bei Nr. I war l demselben entgegengerichtet.

9. Uebersicht über die Ergebnisse der Messungen.

Man wird in obigen Zahlen vergeblich nach einer Beziehung zwischen der thermoelectrischen und thermomagnetischen Potentialdifferenz der beiden Electroden suchen: Nr. I und Nr. III, welche sich in ersterer Hinsicht ähnlich verhalten, zeigen L im entgegengesetzten Sinne; bei Nr. II wechselt L seine Richtung, während Θ annähernd der Temperaturdifferenz proportional geht, und umgekehrt hat bei Nr. IV Θ zwischen 0 und 100° ein Maximum, während l innerhalb dieser Grenze $t_2 - t_1$ ziemlich nahe proportional ansteigt. Auch ist kein Zusammenhang zwischen l und dem Temperaturcoëfficienten des galvanischen Widerstandes ersichtlich, worauf anfänglich einiges zu deuten schien. Zwischen 0 und 100° nahm bei Nr. I und auffallender Weise auch bei Nr. II der specifische Widerstand ab (0,08 und 0,05 Proc. pro Grad); bei Nr. III,

1) Durch den Zusatz von Zinn wurde die thermoelectrische Kraft Bi-Cu commutirt, in Uebereinstimmung mit Rollmann's Versuchen (vgl. Wiedemann, Galvanismus. 3. Aufl. 2. p. 258). Uebrigens dürfte sich eine der obigen nahe stehende Bi-Sn-Legirung zu thermomagnetischen Untersuchungen besonders eignen, weil bei ihr die störenden Thermoströme an den Electroden fortfallen.

IV und V stieg er mit der Temperatur[1]) (um 0,3, 0,1 und 0,1 Proc. pro Grad). Dass durch Zusatz von Zinn, wodurch Q verstärkt wurde, L sein Zeichen wechselte, scheint darauf hinzudeuten, dass longitudinaler und transversaler Effect voneinander unabhängig zu Stande kommen; vielleicht, dass der oben eingeführte Coëfficient α und L in Beziehung stehen, doch reicht, um das zu entscheiden, das Beobachtungsmaterial nicht aus.

Wenn der Wärmestrom durch einen galvanischen ersetzt wird, so tritt im Magnetfelde, ganz ebenso, wie wir den galvanischen und thermischen Transversaleffect einander correspondirend sahen, an Stelle der thermomagnetischen longitudinalen Potentialdifferenz eine von Righi und Hurion[2]) beobachtete Erscheinung auf, welche von jenen Beobachtern als eine Widerstandsänderung des magnetisirten Wismuths gedeutet worden ist. Nun scheint mir, dass, nach den erwähnten Analogien zu schliessen, dieselbe besser als eine der Intensität des durchgehenden Stromes proportionale electromotorische Gegenkraft, also so zu sagen als ein longitudinaler Halleffect aufzufassen sei. Abgesehen davon, dass der thermomagnetische Longitudinaleffect und die Widerstandsänderung bezüglich ihrer Abhängigkeit von H sich sehr ähnlich verhalten (beide sind bei schwächeren Scheidekräften H^2, später H proportional), so wird, wie ich glaube, diese meine Auffassung auch dadurch unterstützt, dass eine jener scheinbaren galvanischen Widerstandsänderung entsprechende thermische nicht vorhanden zu sein scheint. Wenigstens habe ich mich vergeblich bemüht, in einem Magnetfelde von etwa 6000, wo jene gegen 10 Proc. betrug, von letzterer eine Spur zu entdecken, und wäre mir eine Aenderung des thermischen Leitungsvermögens um mehrere Procente kaum entgangen.

Der Longitudinaleffect ist, wie schon angeführt, von der Natur der Electrodendrähte unabhängig und tritt selbst dann

1) Es ist dies nicht in Uebereinstimmung mit Righi's Beobachtungen, wonach das anomale Verhalten des Wismuths bezüglich seines Widerstandscoëfficienten im Zusatz von Spuren von Zinn seinen Grund haben, chemisch reines Wismuth hingegen sich wie die anderen Metalle verhalten soll. (Vgl. Beibl. 8. p. 659. 1884.)

2) Righi, l. c. Hurion, Beibl. 8. p. 877. 1884.

auf, wenn die Contactstellen ausserhalb des Feldes sind, woraus hervorgeht, dass im Innern des verschieden temperirten Metalles der Sitz seiner Entstehung zu suchen ist.

Man hat also in dem Longitudinaleffect eine electromotorische Kraft, welche genau in gleicher Weise auftritt, wie nach der Hypothese von Hrn. Prof. F. Kohlrausch[1]) das Entstehen der Thermoströme erklärt werden kann. Nach dieser Auffassung wäre der longitudinale Effect als eine Veränderung der thermoelectrischen Constante ϑ infolge der Magnetisirung zu deuten.

Wenn man dagegen daran festhält, dass der Sitz der thermoelectromotorischen Kräfte nur an den Löthstellen sei, so muss man annehmen, dass jene Constante ϑ, sonst bei allen Metallen gleich Null, bei Wismuth im Magnetfelde plötzlich einen sehr merkbaren Werth erhält. Man wird zugeben, dass letzteres nicht sehr wahrscheinlich ist; andererseits aber dürfte auch das Auftreten des longitudinalen Effectes mit der erwähnten Hypothese allein schwierig zu erklären sein. Vielleicht ist ein Wahrscheinlichkeitsschluss gestattet — wenigstens stösst man auf weniger Schwierigkeiten, wenn man zu bestimmten Vorstellungen in Betreff des Longitudinaleffectes überzugehen versucht —, dass bei Wismuth die thermoelectrischen Ströme sowohl den im Innern des verschieden temperirten Metalles stetig, als auch den an den Löthstellen sprungweise vorhandenen electromotorischen Kräften ihre Entstehung verdanken, eine Anschauung, welche übrigens schon früher von Hrn. Prof. F. Kohlrausch ausgesprochen ist, und neuerdings durch Budde[2]) eine eingehende mathematische Behandlung gefunden hat.

10. Umkehrung des longitudinalen Effectes.

Ich habe versucht, ob der longitudinale Effect umkehrbar ist[3]), d. h. ob in einer von einem galvanischen Strome durchflossenen Wismuthplatte ein Wärmegefälle in Richtung

1) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. **156.** p. 601. 1875.

2) Budde, Wied. Ann. **30.** p. 664. 1887.

3) In Betreff der Umkehrbarkeit des transversalen Effectes vgl. v. Ettingshausen, Wien. Anz. Nr. II u. VIII. 1887.

desselben auftritt, wenn die letztere sich senkrecht zu den Kraftlinien eines magnetischen Feldes befindet.

Zu diesem Zwecke brachte ich ein Wismuthstäbchen, durch welches ein grosses Bunsenelement kurz geschlossen war, zwischen die Spitzpole des Magnets. Ungefähr am Rande des Feldes war an jenes die eine Löthstelle eines Thermoelementes Kupfer-Neusilber angelöthet, die andere befand sich in einem Wasserbade. Wenn das Magnetfeld, gleichviel in welchem Sinne, erregt wurde, sank oder stieg die Temperatur der einen Löthstelle je nach der Richtung des Stromes. Bei Wismuth der Sorte Nr. I war das in dem Felde entstehende Wärmegefälle entgegengesetzt, bei dem der Sorte Nr. III in gleichem Sinne mit der Stromesrichtung, sodass also in beiden Fällen die aus dem Wärmegefälle entstehende longitudinale electromotorische Kraft den Primärstrom schwächte. Die Wirkungen waren bei einer Feldstärke von H etwa 8000 ziemlich schwach und zählten nur nach Zehntelgraden.

Nach diesen beiden, übrigens etwas flüchtig ausgeführten Versuchen ist also der longitudinale thermomagnetische Effect in der That umkehrbar. Das Joule'sche Gesetz, welches nach den Versuchen von Thomson und Le Roux[1]) für von einem Wärmestrom durchflossene Leiter nicht streng gültig ist, erleidet auch im magnetisirten Wismuth eine Ausnahme.

11. Einige andere Versuche.

Bei allen bisher beschriebenen Versuchen befanden sich die Metallplatten senkrecht zur Richtung der Kraftlinien, und die thermomagnetischen Kräfte traten sämmtlich in dieser Ebene auf. Ich habe nun erstens versucht, ob in einer von einem Wärmestrom durchflossenen Wismuthplatte, deren Endseiten parallel den Kraftlinien waren, eine transversale electromotorische Kraft entsteht — eine solche müsste naturgemäss von der Richtung des Wärmestromes unabhängig sein und würde sich nur mit dem Magnetfelde commutiren — und

1) Le Roux, Ann. de chim. et de phys. **10.** p. 258. 1867.

zweitens, ob ein longitudinaler Effect auftritt, wenn das von Wärme durchflossene Wismuthstäbchen axial gestellt ist. In beiden Fällen erhielt ich keine sichere Wirkung.

Wird der Wärmestrom durch einen galvanischen ersetzt, so tritt im ersten Falle auch keine transversale electromotorische Kraft auf[1]; im zweiten Falle zeigt sich nach Righi (l. c.) eine Widerstandsänderung, welche viel kleiner ist, als wenn das Wismuthstäbchen senkrecht zu den Kraftlinien gestellt ist.

Uebrigens compliciren sich besonders beim Wismuth, wo eine grosse Anzahl sehr verschiedenartiger Phänomene zusammentreffen, alle im Magnetfelde beobachteten Erscheinungen ausserordentlich. Beispielsweise möchte ich darauf aufmerksam machen, dass, wenn ein galvanischer Strom eine Wismuthplatte durchfliesst, aus folgenden beiden Gründen transversale electromotorische Kräfte durch den Magnetismus geweckt werden, welche der von Hall entdeckten ganz analog und nicht von ihr zu sondern sind: 1) Infolge des von v. Ettingshausen[2]) entdeckten „galvanomagnetischen Thermoeffectes" entsteht senkrecht zur Richtung des Stromes ein Wärmegefälle, auf welches ein longitudinaler Effect ausgeübt wird. 2) Infolge der von mir nachgewiesenen Umkehrbarkeit des Longitudinaleffectes entsteht in Richtung des Stromes ein Wärmegefälle, auf welches ein transversaler Effect ausgeübt wird. Nun soll hiermit natürlich keineswegs das Auftreten des Hall'schen Phänomens im Wismuth erklärt werden, doch können derartige Wirkungen die Beobachtung desselben, besonders bei höheren Scheidekräften (die unter 1) und 2) angeführten electromotorischen Kräfte wachsen nahe mit H[3]) nicht unerheblich trüben. Möglicherweise verdanken ähnlich die thermomagnetischen Ströme — wenigstens beim Wismuth — verschiedenartigen Wirkungen ihre Entstehung.

Schliesslich will ich noch eines Versuchs erwähnen, welchen ich, geleitet von der Erwägung, dass, wenn durch

1) Hall, Phil. Mag. (5) **10**. p. 301. Beibl. **5**. p. 57. 1881.
2) v. Ettingshausen, Wien. Anz. l. c.

Metalle strömende Electricität und Wärme im Magnetfelde transversale electromotorische Kräfte liefern, dies auch mit durchscheinendem Lichte der Fall sein könnte. Durch eine passend hergerichtete, das Licht mit blauer Farbe durchlassende dünne Goldplatte liess ich möglichst nahe Magnesiumlicht durchstrahlen. Es zeigte sich keine Wirkung, als das Feld erregt wurde, doch wäre möglich, dass sich mit einer das Licht durchlassenden Nickelplatte, wie sie von Kundt zu seinen oben erwähnten Versuchen benutzt worden ist, ein „photomagnetischer" Effect nachweisen liesse.

12. Anhang:

Ueber eine Aenderung der Temperaturvertheilung im magnetischen Felde.

Bei Gelegenheit von Versuchen, welche ich zur Entscheidung über die Frage anstellte, ob Wismuth sein thermisches Leitungsvermögen im Magnetfelde ändere, beobachtete ich eine Erscheinung, welche bei Untersuchungen, wie die vorliegende, leicht eine bedeutende Fehlerquelle werden kann, und, da sie wohl auch an sich einiges Interesse beansprucht, hier noch kurz beschrieben werden möge.

Wenn man einen Kupferstab mit seinem einen Ende constant erhitzt, mit seinem anderen zwischen die Flachpole des Magnets hineinragen lässt, so beobachtet man, dass ringsherum (also in einer zu den Kraftlinien senkrechten Ebene) die Temperatur nach Erregung des Feldes ziemlich rasch sinkt, um schliesslich wieder einen stationären Stand anzunehmen. Nach Oeffnen des magnetisirenden Stromes kehrt die frühere Temperaturvertheilung zurück. Die Wirkung ist so deutlich, dass man sie bequem mit einem Thermometer beobachten kann; letzteres wurde zwischen den abgeplatteten Spitzpolen des Electromagnets dem erhitzten Kupferstabe in einer Entfernung von 2—3 mm gegenübergestellt. Der Quecksilberfaden, welcher bei etwa 35° einen stationären Stand angenommen hatte, sank nach Erregung des Electromagnets (H etwa 5000) um 2—3°. Die Wirkung schien annähernd dem Quadrate der Feldstärke proportional zu gehen. Ueber und unter dem Kupferstabe (d. h. also da der Magnet

mit seiner Axe vertical stand, in Richtung der Kraftlinien vor und hinter demselben) war, wie ich mit einem Thermoelement Kupfer-Neusilber constatirte, die Wirkung, nicht vorhanden. Wenn die eine Löthstelle des Thermoelementes an die Endfläche des Kupferstabes angelöthet war, so war fast keine Abkühlung infolge der Magnetisirung zu beobachten; sie verschwand vollkommen, wenn man das Ende des erhitzten Stabes mit Watte umhüllte. Das thermische Leitungsvermögen des Kupfers änderte sich also nicht im Magnetfelde.

Es verschwindet somit nach Erregung des Feldes eine Wärmequantität zwischen den Polen; ich suchte lange nach einem Aequivalente für dieselbe, bis ich endlich fand, dass ausserhalb des Feldes zu beiden Seiten des Kupferstabes, und zwar wiederum in einer den Polflächen parallelen Ebene, die Temperatur nach Schliessen des magnetisirenden Stromes bedeutend ansteigt (ich beobachtete bis zu 5^0).

Die Erscheinungen kommen auch zu Stande, wenn man die Pole berusst oder mit Papier beklebt; sie haben daher nicht ihren Grund in einer durch die Magnetisirung veränderten Reflexion der Wärmestrahlen, etwa nach Analogie der von Kerr[1]) gefundenen Thatsachen.

Um zu untersuchen, ob der Magnet auf strahlende Wärme einwirkt, liess ich einen erhitzten Stab durch die Polflächen hindurch auf eine Nobili'sche Thermosäule strahlen; beide waren ausserhalb des Feldes. Bei Erregung desselben beobachtete ich ein langsames, schwaches Sinken der Temperatur der dem Stabe zugewandten Löthstellen. Auch durch Steinsalzplatten hindurch erhielt ich zuweilen schwache und ziemlich unregelmässige Wirkungen, welche keine sichere Entscheidung gestatteten. Jedenfalls wäre eine derartige Einwirkung, wenn überhaup' vorhanden, viel zu schwach, um Erscheinungen, wie die besprochene, hervorzurufen.

Auch die Ausbreitung der Wärme in die Luft, deren galvanisches Leitungsvermögen sich nach neuerlichen Versuchen Boltzmann's[2]) in so ausserordentlich hohem Grade

1) Wiedemann, Galvanismus. 3. Aufl. 3. p. 958.
2) Boltzmannn, Wien. Anz. 18. Nov. 1886.

(wenigstens bei grosser Verdünnung) im Felde verringert, wird durch den Magnetismus nicht verändert: ein Thermometer, welches ich zwischen den Polflächen erkalten liess, zeigte merklich denselben Gang der Abkühlung, wenn der magnetisirende Strom offen, und wenn er geschlossen war.

Es ist wohl möglich, dass die oben beschriebenen Erscheinungen in einer starken Veränderlichkeit der Magnetisirungszahl der Luft mit der Temperatur, auf welche man nach einigen Versuchen Faraday's[1]) schliessen muss, ihre Ursache haben; andererseits spricht dagegen, dass die Abkühlung und Erwärmung nur in einer den Polflächen durch den Stab parallel gelegten Ebene, nicht darüber oder darunter, stattfindet. Doch will ich mich vorläufig jedes Urtheils enthalten und mich mit der Feststellung der in vielen und vielfach variirten Versuchen beobachteten Thatsache begnügen.

Phys. Laborat. der Univ. Würzburg, Mai 1887.

1) Wiedemann, Galvanismus. 3. Aufl. 3. p. 902.

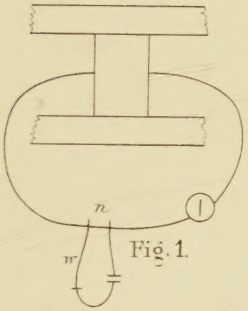

Fig. 1.

Fig. 2.

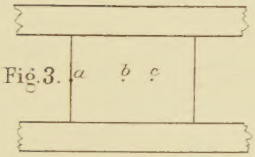

Fig. 3.